

сивности отраженных ими сигналов существенны при решении обратной акустической задачи — определении параметров конкреций по результатам их дистанционного гидроакустического зондирования [10], а также при интерпретации экспериментальных данных. Так, следующий из (5) вывод об уменьшении коэффициента обратного рассеяния при малых углах падения за счет коллективного эффекта, возможно, объясняет такого же рода особенности угловых зависимостей $m(\theta)$, выявленные в работе [11], при измерениях над конкреционными участками дна.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Бунчук А.В., Ивакин А.Н. Энергетические характеристики эхо-сигнала от дискретных рассеивателей дна океана // Акуст. журн. 1989. Т. № 1. С. 8–18.
2. Лойко В.А., Иванов А.П., Дик В.П. Применение радиальной функции распределения к анализу рассеяния света в дисперсной среде // Журн. прикладной спектроскопии. 1985. Т. 42. № 5. С. 828–834.
3. Бунчук А.В., Клюев М.С. Две модели локального расположения железомарганцевых конкреций на дне океана // Океанология. 1989. Т. 29. № 6. С. 987–991.
4. Sundkwist K. Spacing statistics of manganese nodules on the sea floor // Marine Mining. 1983. V. 4. № 2–3. P. 255–264.
5. Боголюбов Н.Н. Избранные труды по статистической физике. М.: Изд-во МГУ, 1979. 343 с.
6. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Статистическая физика. М.: Наука, 1964. С. 425–428.
7. Рытов С.М., Кравцов Ю.А., Татарский В.И. Введение в статистическую радиофизику. Случайные поля. Ч. 2. М.: Наука, 1978. С. 241–251.
8. Боровой А.Г., Ивонин А.В. Рассеяние волн на системе коррелированных центров // Изв. вузов. Сер. Физика. 1981. № 5. С. 31–36.
9. Барабаненков Ю.Н. Об относительном увеличении длины экстинкции излучения вследствие корреляции слабых рассеивателей // Изв. АН СССР. Сер. Физика атмосферы и океана. 1982. Т. 18. № 7. С. 720–726.
10. Антокольский Л.М., Бунчук А.В., Воловов В.И., Селивановский Д.А., Халилуллово Ш.Ш. Полигонные исследования рассеяния звука дном с конкрециями с помощью приповерхностного гидролокатора бокового обзора // Океанология. 1989. Т. 29. № 5. С. 748–754.
11. Житковский Ю.Ю., Зотов А.И., Савельев В.В., Фокин А.В. Особенности рассеяния звука дном океана, содержащим железомарганцевые конкреции // Акуст. журн. 1987. Т. 33. № 5. С. 884–888.

Акустический институт
им. Н.Н. Андреева
Академии наук СССР

Поступило в редакцию
12.11.90

УДК 534.232:539.1.04

© 1991 г.

Г.И. Геринг, В.С. Ковивчак

ДИАГРАММЫ НАПРАВЛЕННОСТИ ТЕРМОАКУСТИЧЕСКОГО ИСТОЧНИКА, ВОЗБУЖДАЕМОГО В ТВЕРДЫХ ТЕЛАХ СИЛЬНОТОЧНЫМ ПУЧКОМ ЭЛЕКТРОНОВ

В отличие от термооптического возбуждения звука, которое в последние годы интенсивно исследуется как теоретически, так и экспериментально [1], исследованию генерации звука пучками заряженных частиц посвящены главным образом теоретические работы [2]. Особенностью взаимодействия электронных пучков с твердыми телами является объемный характер энерговыделения, вследствие чего источник характеризуется глубиной, сравнимой с длиной волны возбуждаемого звука, что затрудняет теоретический анализ характеристик такого излучателя.

Цель настоящей работы — экспериментальное исследование пространственно-временных характеристик термоакустического источника звука, возбуждаемого в твердых телах сильноточным пучком электронов (СЭП). Источником электронов служил ускоритель со следующими параметрами: максимальная энергия частиц 0,3 МэВ; плотность тока пучка до 1 кА/см²; длительность импульса облучения регулируется в пределах 2–20 нс. Через ограничительную диафрагму, определяющую геометрию и размеры области облучения, пучок направляется на центральную часть плоской поверхности полуцилиндра диаметром 40 мм и высотой 40 мм, выполненного из дюрала Д16. Регистрация возбуждаемых продольных (L) и поперечных (S) акустических волн осуществляется как контактным методом (широкополосный аперриодический пьезодатчик, отличающийся от традиционно используемой конструкции [3] удлинением ($l = 20$ мм) пьезоэлементом,

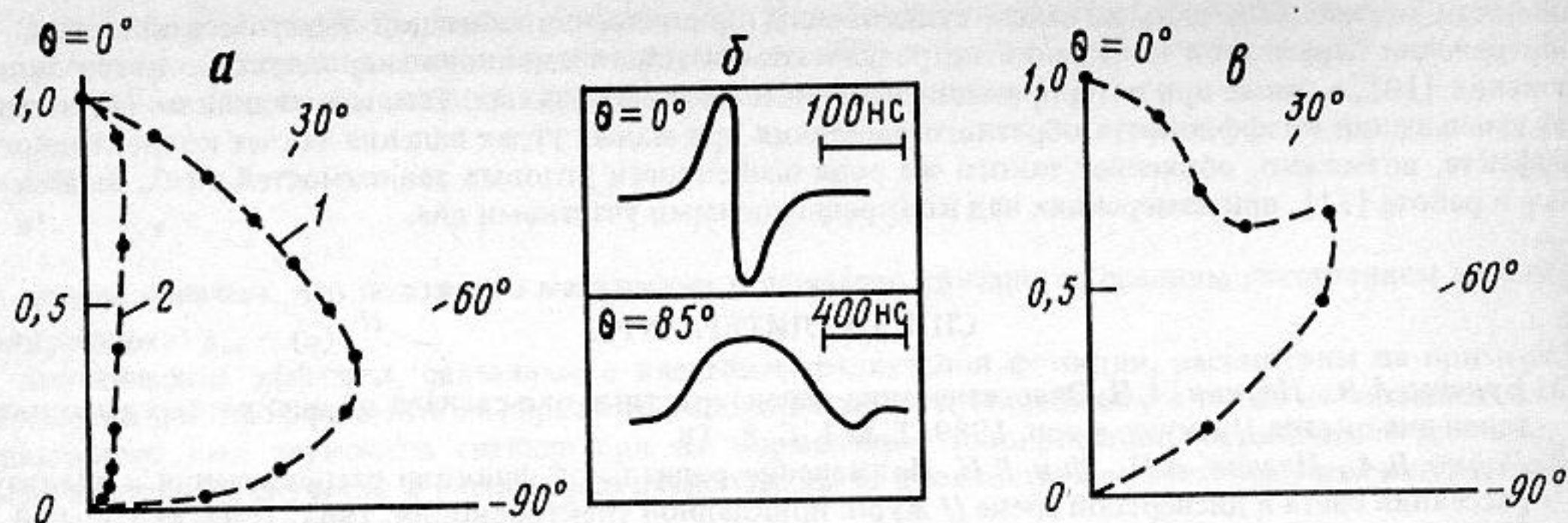


Рис. 1. Диаграмма направленности излучения: *a* – продольной и *в* – поперечной акустических волн, возбуждаемых при различных геометриях области облучения; *б* – типичные осциллограммы продольных волн для второй геометрии области облучения

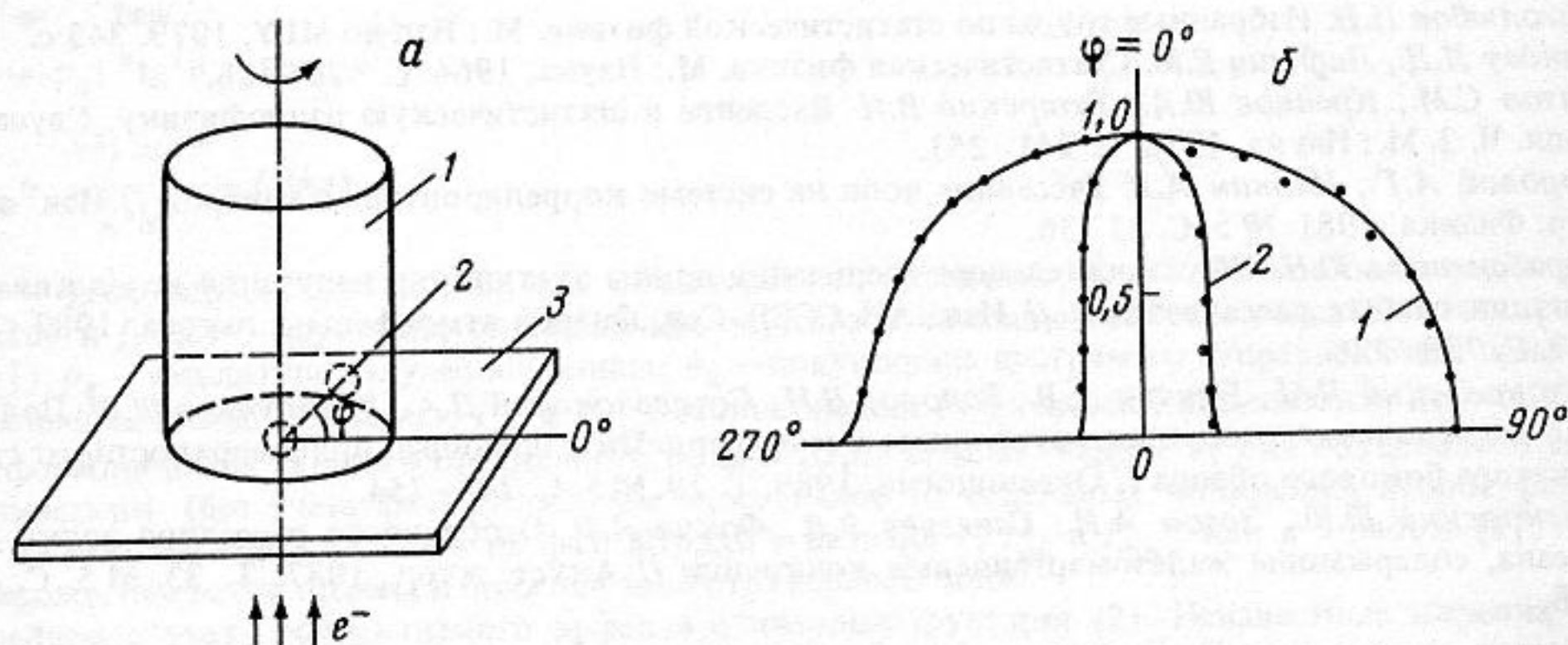


Рис. 2. Схема измерения (*a*) и диаграммы направленности излучения L' -волны (*б*) при области облучения в виде: 1 – круга диаметром 2,5 мм; 2 – прямоугольника размером $0,7 \times 10,5$ мм², большая сторона которого ортогональна направлению $\varphi = 0^\circ$

что позволяет регистрировать более длинные акустические импульсы), так и бесконтактным (электромагнитно-акустический преобразователь [4] с равномерной амплитудно-частотной характеристикой до 100 МГц). С помощью специальной конструкции держателя используемый тип датчика закрепляется под любым углом к облучаемой поверхности, что позволяет регистрировать распространяющийся в этом направлении импульс напряжений. Выбор небольшой площади контакта образец – датчик (~ 4 мм²) позволяет, с одной стороны, получить приемлемую угловую точность измерения ($\pm 2^\circ$), а с другой – уменьшить искажение формы регистрируемых акустических импульсов, обусловленное неплоскостью области контакта образец – датчик.

На рис. 1, *a* представлены диаграммы направленности L -волны, полученные для области облучения в виде: 1 – круга диаметром $D = 0,5$ мм (случай почти сферической геометрии, так как пробег электронов для рассматриваемого случая $R = 0,35$ мм, т.е. $R \sim D$); 2 – прямоугольника размером $4,6 \times 15$ мм² (почти плоский случай). Эти результаты качественно согласуются с результатами работы [5], полученными для лазерного возбуждения звука. На рис. 1, *б* показаны типичные для этого случая осциллограммы продольных акустических импульсов (АИ), регистрируемых для второй геометрии облучения при $\theta = 0$ и 85° . Видно, что длительность АИ сильно зависит от угла наблюдения θ , поэтому использование резонансных датчиков для измерения диаграммы направленности, как это сделано в работе [6], нежелательно из-за влияния спектрального состава АИ на амплитуду регистрируемого сигнала. Диаграмма направленности излучения S -волны для второй геометрии области облучения показана на рис. 1, *в*. Существенное излучение S -волны в направлении нормали, по-видимому, обусловлено объемным характером такого термоакустического источника, а отсутствие излучения при $\theta > 60^\circ$ указывает на то, что генерация S -волны происходит главным образом при отражении L -волны от свободной поверхности.

При исследовании продольной (L') волны, которая распространяется в направлении касательной к поверхности облучения и играет важную роль в процессах разрушения твердых тел, облучаемых СЭП [7], используется цилиндр 1 диаметром 40 мм и высотой 40 мм, центральная часть основания которого подвергается облучению (рис. 2, *a*). В этом случае изменение угла φ осуществляется

вращением цилиндра с закрепленным на нем датчиком 2 вокруг собственной оси, проходящей через центр диафрагмы 3. Это позволяет проводить измерения диаграмм направленности излучения L' -волны при одной и той же толщине и площади контактного акустического слоя (в случае применения пьезодатчика) и одинаковой установки используемых датчиков. Приведенные на рис. 2, б диаграммы направленности излучения L' -волны соответствуют широко распространенной (1) в экспериментах по разрушению и наиболее простой для интерпретации полученных результатов геометрии области облучения.

Таким образом, полученные данные показывают, что соответствующим выбором геометрии и размеров области облучения можно целенаправленно изменять характеристики термоакустических источников для исследования радиационно-акустических эффектов в твердых телах, облучаемых СЭП.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Лямшев Л.М., Челноков Б.И. Генерация звука проникающим излучением в конденсированных средах // Радиационная акустика / Под ред. Лямшева Л.М. М.: Наука, 1987. С. 58–133.
2. Залюбовский Н.И., Калинин А.И., Лазурик В.Т. Введение в радиационную акустику. Харьков: Вища шк., 1986. С. 168.
3. Беспалько А.А., Геринг Г.И. Акустическая дозиметрия интенсивных электронных пучков // ЖТФ. 1980. Т. 50. № 1. С. 213–215.
4. Петров Ю.В., Уманец С.В. и др. ЭМАП для регистрации упругих волн, возбуждаемых лучом лазера // Дефектоскопия. 1989. № 11. С. 89–91.
5. Карабутов А.А., Руденко О.В., Черепецкая Е.Б. К теории термооптической генерации нестационарных акустических полей // Акуст. журн. 1979. Т. 25. № 3. С. 383–394.
6. Золотов С.И., Крылов В.В., Пономарев Е.П. и др. Диаграммы направленности термооптического источника акустических волн, возбуждаемых узким лазерным пучком в металлах // Акуст. журн. 1985. Т. 31. № 4. С. 569–571.
7. Геринг Г.И., Ковивчак В.С. Процессы разрушения хрупких материалов под действием высокоэнергетических электронных пучков // Физика и химия обраб. материалов. 1989. № 4. С. 136–138.

Омский государственный университет

Поступила в редакцию
24.01.90

УДК 534.21

© 1991 г.

И.Е. Доценко

ТОРЦЕВОЕ ПАДЕНИЕ ПЛОСКОЙ ЗВУКОВОЙ ВОЛНЫ НА ПОЛУБЕСКОНЕЧНЫЙ ЖЕСТКИЙ ЦИЛИНДР

В работе рассматривается алгоритм для расчета полного поля на поверхности жесткого тела вращения, когда звуковая волна падает параллельно оси тела. В частности, для некоторых прикладных задач важно знать поведение полного поля на поверхности полубесконечного жесткого цилиндра с полусферическим торцом.

Пусть на жесткое тело вращения параллельно его оси падает звуковая волна. Потенциал падающей волны имеет вид $\varphi(x) = A_0 \exp\{ik_0 x\}$, где k_0 – волновое число в среде, ось Ox совпадает с осью вращения тела. Решение уравнения Гельмгольца будем искать в виде потенциала простого слоя. Учитывая абсолютную жесткость поверхности тела, для плотности потенциала $\mu(\mathbf{r})$ получаем интегральное уравнение [1]

$$\left(\frac{\partial \varphi(\mathbf{r}_1)}{\partial \mathbf{n}_+}\right) = 2\pi\mu(\mathbf{r}_1) - \oint_S \mu(\mathbf{r}_2) G(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2) dS_{\mathbf{r}_2}, \quad (1)$$

$$G(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2) = \frac{\partial}{\partial \mathbf{n}_+} \left(\frac{e^{ik_0 |\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2|}}{|\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2|} \right) = (1 - ik_0 |\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2|) \frac{e^{ik_0 |\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2|}}{|\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2|^2} \cdot \cos \beta_{\mathbf{r}_2, \mathbf{r}_1},$$

где \mathbf{r}_1 и \mathbf{r}_2 – радиусы-векторы точек на поверхности тела, \mathbf{n}_+ – внешняя нормаль к телу в точке \mathbf{r}_1 . Особенность в $G(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2)$ при $\mathbf{r}_1 = \mathbf{r}_2$ является интегрируемой и не вносит особых трудностей при расчете. Можно показать, что

$$\left| \oint_{S \in U_\epsilon} G(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2) dS_{\mathbf{r}_2} \right|_{\epsilon \rightarrow 0} \rightarrow 0, \quad (2)$$

где U_ϵ – шар с центром в точке \mathbf{r}_1 и радиусом ϵ .